

Межслойное обменное взаимодействие в многослойных магнитных системах Fe/Cr/Fe (Обзор)

Н.М. Крейнес, Д.И. Холин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, г. Москва, 119334, Россия
E-mail: kreines@kapitza.ras.ru

С.О. Демокритов

Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2 Corrensstraße, Münster 48149, Germany

Статья поступила в редакцию 15 марта 2012 г.

Бурный всплеск интереса к исследованию многослойных магнитных структур начался в середине 80-х годов XX века и был связан с существенным прогрессом в технологии получения сверхтонких металлических пленок. В течение нескольких лет в этих структурах были обнаружены крайне интересные как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения явления: антипараллельное упорядочение ферромагнитных слоев, гигантское магнитосопротивление, знакопеременные осцилляции межслойного обмена, неколлинеарное межслойное упорядочение магнитных моментов. Все это, а также близость используемых для получения образцов технологий к традиционно применяемым в микроэлектронике, сулило огромные перспективы для развития компактных датчиков магнитного поля, энергонезависимой памяти для электронных устройств и т.п. На сегодняшний день некоторые из этих возможностей уже реализованы в массовых коммерческих изделиях (например, считывающие головки жестких дисков), а другие еще ждут своего часа. Признанием важности сделанных в данной области открытий можно считать Нобелевскую премию 2007 года, которая была присуждена А. Ферту и П. Грюнбергу с формулировкой «за открытие эффекта гигантского магнитосопротивления». Особое место в этих работах занимала система Fe/Cr/Fe. Именно в ней впервые наблюдались практически все наиболее интересные явления, вызвавшие настоящий бум в физике магнитных пленок. Тем не менее природа обменного взаимодействия в этой системе до недавних пор вызвала большие споры. В первую очередь, это было связано со сложной фазовой диаграммой хромовой прослойки и сильным влиянием на свойства образца технологического совершенства изучаемой структуры. Дан краткий обзор основных экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению многослойных систем Fe/Cr/Fe, а также изложены результаты собственных исследований авторов (проведенных с группой соавторов), которые в значительной степени проясняют вопрос о механизме межслойного взаимодействия в указанной системе.

Бурхливий сплеск інтересу до дослідження багатослойних магнітних структур почався у середині 80-х років XX століття і був пов'язаний з істотним прогресом в технології отримання надтонких металевих плівок. Впродовж декількох років в цих структурах було виявлено у край цікаві як з фундаментальної, так і з прикладної точки зору явища: антипаралельне впорядкування ферромагнітних шарів, гігантський магнітоопір, знаковмінні осциляції міжшарового обміну, неколінеарне міжшарове впорядкування магнітних моментів. Усе це, а також близькість технологій, які використовуються для отримання зразків, до традиційно живих в мікроелектроніці, обіцяло величезні перспективи для розвитку компактних датчиків магнітного поля, енергонезалежній пам'яті для електронних пристроїв і тому подібне. На сьогодні деякі з цих можливостей вже реалізовано в масових комерційних виробках (наприклад, прочитуючі голівки жорстких дисків), а інші ще чекають свого часу. Визнанням важливості зроблених в цій області відкриттів можна вважати Нобелівську премію 2007 року, яку було присуджено А. Ферту і П. Грюнбергу з формулюванням «за відкриття ефекту гігантського магнітоопору». Особливе місце в цих роботах займала система Fe/Cr/Fe. Саме в ній уперше спостерігалися практично усі найцікавіші явища, що викликали справжній бум у фізиці магнітних плівок. Проте природа обмінної взаємодії в цій системі до недавніх пір викликала великі спори. В першу чергу, це було пов'язано із складною фазовою діаграмою хромового прошарку та сильним впливом на властивості зразка технологічної досконалості

структури, що вивчалася. Надано короткий огляд основних експериментальних та теоретичних робіт, які присвячено вивченню багатослойних систем Fe/Cr/Fe, а також викладено результати власних досліджень авторів (що проведено з групою співавторів), які значною мірою прояснюють питання про механізм міжслойної взаємодії у вказаній системі.

PACS: 75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркхаузена и связанные эффекты; 75.70.Sn Магнитные свойства вблизи границы раздела (многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры); **76.50.+g** Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы; спин-волновой резонанс.

Ключевые слова: многослойные магнитные структуры, обменное взаимодействие, кривые намагничивания.

Содержание

1. История вопроса.....	1042
2. Методические замечания.....	1047
2.1. Приготовление образцов и анализ их качества	1047
2.2. Методика измерений.....	1047
3. Результаты, полученные при комнатной температуре.....	1048
4. Зависимость межслойного обмена от температуры.....	1050
5. Выводы.....	1051
Литература.....	1051

1. История вопроса

Основной подъем интереса к проблеме межслойного обмена в металлических многослойных структурах типа ферромагнетик/неферромагнетик/ферромагнетик пришелся на последние полтора десятилетия двадцатого века. Интерес этот носил как фундаментальный, так и прикладной характер в связи с богатыми перспективами использования данного класса систем в области высоких технологий. Количество опубликованных за это время работ поистине огромно, весьма велик также и список изученных многослойных систем. На настоящий момент существует несколько обзоров проблемы межслойного обмена в многослойных магнитных системах (см. работы [1–5]), но ни один из них нельзя, пожалуй, назвать исчерпывающим.

В настоящем разделе дана канва основных результатов, определивших развитие указанной тематики. При этом, по возможности, мы ограничимся данными, относящимися именно к интересующей нас системе Fe/Cr/Fe.

Основополагающей работой, пробудившей массовый интерес к проблеме межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr/Fe, можно, по-видимому, считать опубликованную в 1986 г. статью П. Грюнберга и соавторов [6]. В ней было показано, что два ферромагнитных слоя железа, разделенные прослойкой хрома, в некотором диапазоне толщин прослойки (от 4 до 8 Å) упорядочиваются между собой антиферромагнитным образом. Исследования проводились на образцах типа «сэндвич» методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Наличие антиферромагнитного упорядочения определялось по смещению оптической ветви спиновых волн относительно ее положения в

случае отсутствия обменной связи. Сделанное в работе наблюдение подтверждалось также результатами магнитостатических измерений.

В 1987 г. существование антиферромагнитного упорядочения в системе Fe/Cr/Fe было подтверждено методом дифракции низкоэнергетичных спин-поляризованных электронов в работе [7]. Асимметрия рассеяния электронов с разным направлением спина изучалась *in-situ* (т.е. без извлечения образца из вакуумной установки) в процессе напыления образца.

Еще одним годом позже в работе А. Ферта с соавторами [8] в сверхрешетках Fe/Cr/Fe с антипараллельным упорядочением соседних слоев железа было обнаружено так называемое гигантское магнитосопротивление. При подавлении антиферромагнитного упорядочения сверхрешетки внешним магнитным полем сопротивление структуры при температуре 4,2 К падало вдвое. Авторы связали этот эффект с зависящим от направления спина коэффициентом прохождения электронов через прослойку хрома. С увеличением толщины прослойки межслойный обмен монотонно спадал. В той же работе было показано, что при изменении температуры измерений от 4,2 К до комнатной величина поля насыщения структуры уменьшается примерно на 30%, а эффект магнитосопротивления падает приблизительно в 2 раза. Вскоре аналогичный, но меньший по величине эффект, был независимо получен группой П. Грюнберга [9].

Обнаружение гигантского магнитосопротивления в магнитных сверхрешетках сулило колоссальные перспективы для приложений, поэтому поток работ по многослойным магнитным структурам возрос, начиная с этого момента, многократно.

В 1990 г. в работе [10] исследовали сверхрешетки с прослойками Ru и Cr. В структурах обоих типов было обнаружено, что межслойный обмен не спадает с толщиной прослойки монотонно, как полагали ранее, а осциллирует. Период осцилляций был определен как 12 Å для рутения и от 18 до 21 Å для хрома. Новые результаты были связаны с прогрессом в технологии выращивания образцов, который позволил получать структуры с более гладкими границами раздела и, соответственно, меньшими флуктуациями толщины прослойки.

Следующим важным открытием было обнаружение в системе Fe/Cr/Fe коротковолновых осцилляций межслойного обмена. В работе [11] путем наблюдения магнитных доменов методом сканирующей электронной микроскопии с анализом поляризации (SEMPA) исследовали образцы, выращенные на вискере железа. Прослойки хрома, отделяющие вискер от верхнего тонкого слоя железа, были выполнены в виде клина с толщиной от 0 до 200 Å. Благодаря этому авторы смогли подробно исследовать зависимость межслойного обмена от толщины прослойки при изменении ее в широком диапазоне. В работе было обнаружено, что, помимо известного ранее периода осцилляций в 18 Å, величина обмена через хромовую прослойку осциллирует с периодом, близким к 2 моноатомным слоям хрома, т.е. около 2,88 Å. Было также показано, что при увеличении скорости напыления образца и при понижении температуры подложки в ходе напыления обнаруженные коротковолновые осцилляции обмена пропадают, а остаются лишь известные ранее длинноволновые. Эти результаты однозначно показали, что отсутствие коротковолновых осцилляций в более ранних работах связано с их усреднением за счет флуктуаций толщины прослойки.

Первая попытка построить теорию межслойного обмена в многослойных металлических магнитных структурах была предпринята в работе [12]. Авторы развивали идеологию косвенного взаимодействия ферромагнитных слоев через электроны проводимости прослойки в духе модели РККУ [13]. По аналогии с эффектом де Гааза–ван Альфена им удалось объяснить знакопеременные осцилляции межслойного обмена и значительное дальное действие этого взаимодействия.

В работах [14,15] модель РККУ получила дальнейшее развитие с учетом особенностей поверхности Ферми в материале прослойки. Период осцилляций межслойного обмена связывался с особенностями Кона, т.е. точками на ферми-поверхности с антипараллельно направленными векторами скорости. Такой подход позволил объяснить многопериодический характер осцилляций межслойного обмена, а также оценить из первых принципов величину самого обмена. Для случая прослоек Cu, Ag, Au и ряда других элементов полученные результаты демонстрировали прекрасное совпадение с имевшимися на тот момент экспериментальными дан-

ными. Что касается систем с хромовой прослойкой, то успех оказался менее очевиден. Авторам удалось соотнести периоды осцилляций обмена с расстоянием между конкретными точками поверхности Ферми хрома, для которых наблюдается так называемое явление «нестинга», т.е. близкое совпадение формы различных участков ферми-поверхности. Тем не менее вычисленная величина обмена оказалась существенно меньше, чем наблюдаемая в эксперименте [15]. Также остался нерешенным вопрос о том, не связан ли межслойный обмен в системе Fe/Cr/Fe с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки.

Дальнейший рост интереса к многослойным магнитным структурам был связан с обнаружением в системе Fe/Cr/Fe 90-градусного магнитного упорядочения [16]. Авторы использовали магнитооптические методики для исследования межслойного обмена в образцах с клинообразной прослойкой хрома. В тех областях образца, где величина осциллирующего знакопеременного межслойного обмена была близка к нулю, наблюдались домены с 90-градусным магнитным упорядочением ферромагнитных слоев по отношению друг к другу. Для объяснения этого эффекта авторы предложили записывать энергию взаимодействия ферромагнитных слоев в виде

$$E_c = A_{12} [1 - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2] + 2B_{12} [1 - (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2], \quad (1)$$

где \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 — вектора намагниченности в пленках железа, A_{12} и B_{12} — феноменологические константы. Первое слагаемое осциллирует и, в зависимости от знака A_{12} , приводит либо к параллельному, либо к антипараллельному упорядочению слоев железа. Второе слагаемое при положительной величине B_{12} делает предпочтительным 90-градусное упорядочение магнитных моментов \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 . Для тех значений толщины прослойки, для которых величина A_{12} меняет знак и, стало быть, мала, второе слагаемое может доминировать и приводить к наблюдаемому 90-градусному упорядочению магнитных слоев.

Аналогичные результаты были получены независимо в работе [17] для трехслойной системы Co/Cu/Co. Полученные для нее кривые намагничивания удалось описать, записывая энергию межслойного взаимодействия в форме, аналогичной (1).

Предложенная в этих двух работах модель получила название модели биквадратичного обмена. В дальнейшем энергию межслойного взаимодействия в расчете на единицу площади стали записывать в виде

$$E_{\text{ex}} = \frac{J_1}{M_s^2} (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2) + \frac{J_2}{M_s^4} (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2)^2. \quad (2)$$

Здесь J_1 и J_2 — так называемые константы билинейного и биквадратичного обмена, M_s — модуль намагни-

ченности в ферромагнитных слоях. Эта модель до сих пор наиболее часто используется при анализе экспериментальных данных в работах, посвященных межслойному обмену в многослойных магнитных структурах.

Как легко видеть, конкуренция первого и второго слагаемого в выражении (2) может приводить не только к параллельному, антипараллельному или 90-градусному упорядочению магнитных моментов, но также и к произвольному углу между магнитными моментами в диапазоне от 0 до 180°. В отсутствие внешнего магнитного поля и магнитной анизотропии угол θ между магнитными моментами легко получить минимизацией выражения (2):

$$\theta = \arccos\left(-\frac{J_1}{2J_2}\right). \quad (3)$$

Впервые упорядочение магнитных моментов под промежуточным углом, которое приобрело в литературе название «скошенного» (в англоязычной литературе — «canting»), экспериментально наблюдалось в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ методом рассеяния поляризованных нейтронов и керровской магнитометрии лишь 4 года спустя в работе [18]. Авторами был зафиксирован угол упорядочения 50°. Позднее в работе [19] была представлена серия сверхрешеток $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ с углами упорядочения 50, 70, 80, 126 и 143°. В дальнейшем скошенное магнитное упорядочение наблюдалось неоднократно, в том числе и в трехслойных образцах (см., например, [4]).

Теоретическое объяснение неколлинеарного упорядочения многослойных магнитных систем вызвало большие трудности. Теории, учитывавшие нелинейные поправки к модели РККУ (см. [20–22] и обзор [3]), давали величину константы J_2 много меньшую, чем J_1 , так что объяснить на их основе неколлинеарное упорядочение не представлялось возможным. В связи с этим возник ряд работ, в которых появление биквадратичного слагаемого связывалось с тем или иным несовершенством образца.

В работе [23] Слончевским был предложен механизм, основанный на учете моноатомных флуктуаций толщины неферромагнитного слоя. Из-за коротковолновых знакопеременных осцилляций величины J_1 с толщиной прослойки межслойный обмен в шероховатом образце оказывается фрустрирован, что приводит к небольшим искажениям магнитной структуры ферромагнетика и к появлению биквадратичного слагаемого в выражении (2). Величина J_2 задается в рамках этой теории выражением

$$J_{2\text{eff}} = \frac{4L(\Delta J)^2}{\pi^3 A} \text{cth}(\pi D/L), \quad (4)$$

где ΔJ — амплитуда скачка билинейного обмена при изменении толщины прослойки на один атомный слой, L — характерный размер атомно-гладких участков прослойки, D — толщина ферромагнитных слоев, A — обменная жесткость ферромагнетика. Неожиданным предсказанием данной теории является то, что при улучшении качества образца биквадратичный вклад в энергию межслойного обмена должен не ослабевать, а увеличиваться. Повышение гладкости границ раздела соответствует увеличению характерного размера атомно-гладких участков L , что, согласно формуле (4), должно приводить к росту величины $J_{2\text{eff}}$ и обращению ее в бесконечность для идеально гладкого образца. Кажущееся противоречие объясняется тем, что формула (4) становится неприменима, когда расстояние между ступенями на границах раздела приближается к толщине доменной стенки в ферромагнитных слоях. В этом случае пленка распадается на независимые области, упорядочение в каждой из которых определяется локальным значением J_1 . Фактически это ограничивает область применимости модели случаем $J_{2\text{eff}} \ll \Delta J$, что, на первый взгляд, исключает возможность скошенного магнитного упорядочения. Следует, однако, принимать во внимание, что благодаря усреднению коротковолновых осцилляций на шероховатостях прослойки наблюдаемое в эксперименте значение J_1 может быть много меньшим, чем «исходная» величина ΔJ . Так, в работе [24] данная модель была успешно использована для описания межслойного обмена в трехслойных системах $\text{Fe}/\text{Cu}/\text{Fe}$, где величины J_1 и J_2 оказываются вполне соизмеримыми.

В работе [25] была предложена так называемая модель свободных спинов (loose spin model), которая приписывает возникновение биквадратичного слагаемого в выражении для межслойного обмена наличию в прослойке вблизи границы с ферромагнетиком магнитных примесей. Данный механизм может, вообще говоря, давать весьма значительный по величине вклад в межслойный обмен. Он приводит также к очень сильной зависимости биквадратичного обмена от температуры, что наблюдалось в системах, искусственно насыщенных примесями (см. обзор [3]). Однако свойства интересующей нас, в первую очередь, системы $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ этим механизмом описать не удается.

Следует упомянуть также дипольный механизм биквадратичного взаимодействия, предложенный в работе [26]. Его суть состоит в том, что при наличии шероховатостей на границе раздела ферромагнитного слоя и немагнитной прослойки оборванные цепочки спинов работают как диполи. Создаваемое ими в прослойке магнитное поле достигает противоположной ферромагнитной обкладки и приводит к дополнительному взаимодействию, которое может быть записано в форме (2). Этот механизм, фактически, является универсальным и не зависит от типа прослойки. Оценки пока-

зывают, однако, что величина даваемого им эффекта оказывается слишком малой для объяснения экспериментальных данных, полученных в магнитных системах с металлическими прослойками.

Перечисленные выше модели межслойного взаимодействия не предполагают наличия у прослойки собственного магнитного упорядочения. В то же время известно [27], что объемный хром является зонным антиферромагнетиком с температурой Нееля 311 К. Магнитное упорядочение в нем носит характер волны спиновой плотности, период которой несоизмерим с постоянной решетки. В работе Э. Фуллертон с соавторами [28], тем не менее, было обнаружено, что в тонких слоях хрома, входящих в состав сверхрешеток Fe/Cr, температура перехода существенно понижается по сравнению с объемным значением, а при толщинах менее 42 Å и вовсе обращается в ноль. Одновременно авторы отмечали, что межслойное обменное взаимодействие наблюдалось ими лишь при температурах выше температуры Нееля в прослойке. Таким образом, возникли экспериментальные указания на связь межслойного обмена в сверхрешетках Fe/Cr с магнитным упорядочением хромовой прослойки, но суть этой связи оставалась неясной.

Для учета возможного участия магнитного упорядочения прослойки в механизме формирования межслойной обменной связи Слончевским в работе [2] был предложен принципиально иной механизм межслойного обмена, получивший название «модель магнитной близости» (proximity magnetism model). Идея этого механизма состоит в том, что близость слоев железа может навязывать слоям хрома сильное соизмеримое антиферромагнитное упорядочение даже при температурах, превышающих объемную температуру Нееля. При наличии у прослойки собственной магнитной жесткости она будет работать как пружина, соединяющая магнитные моменты ферромагнитных обкладок образца. В зависимости от того, из четного или нечетного количества атомных слоев состоит прослойка, энергия взаимодействия будет пропорциональна либо θ^2 , либо $(\pi - |\theta|)^2$, где θ — угол между направлениями намагниченности в ферромагнитных слоях. При наличии на границах раздела слоев шероховатостей, толщина прослойки будет флуктуировать. В результате усредненная энергия взаимодействия сможет быть записана следующим образом:

$$E = C_+ \theta^2 + C_- (\pi - |\theta|)^2. \quad (5)$$

Константы C_+ и C_- зависят от соотношения участков с четным и нечетным количеством атомных слоев в прослойке. Модель успешно применялась для описания магнитной структуры систем с антиферромагнитной прослойкой марганца [29,30], но вопрос о применимости этой модели к системе Fe/Cr/Fe оставался неясен.

Экспериментальному исследованию магнитной фазовой диаграммы тонких слоев хрома и ее влиянию на эффект межслойного обмена в сверхрешетках Fe/Cr был посвящен цикл работ группы Х. Цабеля (см. [18,31 и обзор [32]). Методом рефлектометрии поляризованных нейтронов на сверхрешетках $[\text{Fe/Cr}]_N$ в этих работах было показано, что магнитоупорядоченное состояние хрома сохраняется в таких структурах до температур, существенно превышающих температуру Нееля в объемном хrome. При этом на фазовой диаграмме появляется область соизмеримой фазы (CSDW), отсутствующая в объемных образцах (см. рис. 1). Методом керровской магнитометрии для толщины прослойки 10, 17, 42 и 45 Å авторы также показали, что межслойный обмен существует лишь в области температур, соответствующих соизмеримой волне спиновой плотности в хrome. Более того, измеренные ими кривые намагничивания демонстрировали асимптотический выход на насыщение, характерный для модели (2). Все это позволило авторам сделать вывод, что модель магнитной близости полностью объясняет явление межслойного обмена в структурах Fe/Cr.

Следует отметить, что в качестве доказательства применимости к исследованным образцам модели магнитной близости (5) авторы указанных работ демонстрировали асимптотический выход измеренных ими кривых намагничивания на насыщение. Действительно, этот критерий позволяет отличить модель (5) от модели биквадратичного обмена (2), которая предсказывает в точке выхода намагниченности на насыщение скачок производной [16]. Однако отсутствие такого скачка в сверхрешетках, состоящих из большого количества слоев, может объясняться и другими факторами,

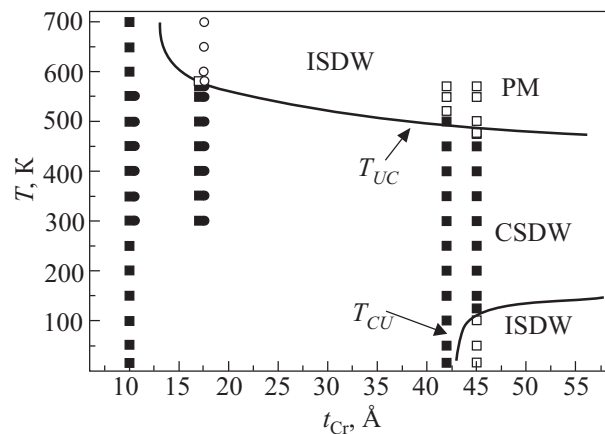


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма тонких слоев хрома, полученная методом рефлектометрии поляризованных нейтронов [31]. T_{UC} — кривая раздела соизмеримой (CSDW) и несоизмеримой (ISDW) антиферромагнитных фаз, выходящая при больших толщинах прослойки на объемное значение температуры Нееля, T_{CU} — кривая раздела соизмеримой антиферромагнитной и парамагнитной фазы, отсутствующая в объемных образцах.

такими как небольшой разброс параметров по толщине образца. Более демонстративным в данном случае оказываются полевые зависимости спектра ферромагнитного резонанса и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) в таких пленках. Оптическая ветвь спектра для модели биквадратичного обмена (2) демонстрирует ярко выраженный острый минимум в поле, соответствующем полю насыщения кривой намагничивания (см., например, работы [33–35]). Модель магнитной близости (5), напротив, предсказывает монотонный рост частоты оптической моды с полем без каких-либо особенностей [29]. Исследования спектров магнитных возбуждений в структурах Fe/Cr/Fe, в том числе и весьма совершенных [34], всегда показывали наличие на оптической моде колебаний выраженного нисходящего участка с минимумом в поле насыщения (заметные отклонения от модели биквадратичного обмена были зафиксированы в работах [36–38], о которых пойдет речь ниже). Таким образом, хотя магнитное состояние прослойки хрома существенно влияет на межслойный обмен в указанной системе, описать этот обмен в рамках теории (5) не представлялось возможным.

Указанное несоответствие стимулировало дальнейшие поиски объяснений неколлинеарного магнитного упорядочения в системе Fe/Cr, связанных с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки. Развитием подхода Слончевского можно считать цикл работ А. Морозова с соавторами (см. [39] и обзор [40]), где были подробно рассмотрены случаи границ раздела с различной шероховатостью, изучены предельные случаи достаточно гладких и очень шероховатых границ, учтена энергия доменных стенок, возникающих из-за наличия шероховатостей на границах слоев. В частности, для случая достаточно гладких границ раздела и слабого взаимодействия на границе железо–хром по сравнению с обменом в объеме обоих материалов было получено выражение, получившее название «модели половинного угла» [39,41]:

$$E = J_+ \cos \frac{\theta}{2} + J_- \sin \frac{\theta}{2}. \quad (6)$$

Как и для модели (5), константы J_+ и J_- зависят от соотношения участков с четным и нечетным количеством атомных слоев в прослойке. Оказывается, однако, что, несмотря на различие в форме записи для выражений (6) и (5), количественно функции $E(\theta)$, даваемые моделями магнитной близости и половинного угла, оказываются очень близкими. В силу этого аппроксимация этими моделями кривых намагничивания и спектров возбуждений в обменно-связанных пленках на практике дает почти неразличимые результаты [36].

В работе [42] Дровосековым с соавторами для случая антиферромагнитной прослойки был развит флуктуационный подход, аналогичный использованному в

работе [23]. Был рассмотрен случай, когда магнитная жесткость ферромагнитных слоев превышает жесткость прослойки, а связь на границах раздела мала по сравнению с обменом внутри каждого слоя. Наличие шероховатостей на границах раздела должно в этом случае приводить не к флуктуациям направления намагниченности в ферромагнитных берегах, как в модели [23], а к искажению антиферромагнитного порядка в прослойке. Если эти искажения не слишком велики, то усредненную по поверхности энергию межслойного обмена можно записать в форме (2), а выражение для константы биквадратичного обмена будет иметь вид

$$J_2 = \frac{\Delta J^2 L^2}{16 t A_{AFM}}. \quad (7)$$

Здесь ΔJ , как и в выражении (4), — величина скачка межслойного обмена на одной моноатомной ступеньке, L — характерный размер атомно-гладких участков на границах раздела слоев, t — толщина антиферромагнитного слоя, A_{AFM} — его магнитная жесткость. Как и для выражения (4), область применимости данной модели ограничивается случаем $J_2 \ll \Delta J$. Для объяснения с ее помощью явления скошенного магнитного упорядочения необходимо предполагать, что величина ΔJ из-за усреднения на шероховатостях существенно превышает наблюдаемую величину J_1 . Но поскольку величина ΔJ в этом случае связана не с относительно слабым механизмом РККУ, а с антиферромагнитным упорядочением прослойки, то объяснить большую (до 1 эрг/см²) величину биквадратичного обмена в структурах Fe/Cr/Fe оказывается проще.

Позднее появилась серия теоретических работ В. Меньшова и В. Тугушева, более детально рассматривающая эффекты межслойного обмена именно в структурах Fe/Cr/Fe [41,43–45]. Предложенная в этих работах теория учитывает эффект перетекания заряда из ферромагнитных обкладок в хромовую прослойку, что приводит к возникновению в хrome ближнего магнитного порядка при температурах выше объемной температуры Нееля. В работах получены формулы для межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe в различных предельных случаях. Эти формулы, в частности, позволяют объяснить и неколлинеарное упорядочение в системе Fe/Cr/Fe в широком диапазоне параметров.

Таким образом, к концу 90-х годов 20-го века общепризнанной точки зрения, какой именно механизм отвечает за сильное неколлинеарное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe, фактически не существовало. В большинстве работ, посвященных исследованию системы Fe/Cr/Fe, экспериментальные данные интерпретировались авторами в рамках модели биквадратичного обмена. Имелись также экспериментальные указания на то, что межслойное обменное взаимодействие в этой системе тесно связано с магнитным состоянием хромовой

прослойки. В то же время модели, основанные на магнетизме прослойки, не находили убедительного экспериментального подтверждения. Иными словами, вопрос о происхождении межслойного взаимодействия в самой популярной и, казалось бы, наиболее изученной системе Fe/Cr/Fe так и оставался нерешенным.

Чтобы ответить на этот вопрос, авторами данного обзора в соавторстве с рядом российских и немецких ученых были проведены систематические экспериментальные исследования межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe с использованием магнитооптических методов (см. работы [36–38, 42, 46–48]). Ниже представлены основные результаты этих исследований и их анализ на основе существующих теоретических моделей.

2. Методические замечания

2.1. Подготовка образцов и анализ их качества

В работе была изучена серия трехслойных образцов Fe/Cr/Fe с клинообразной прослойкой хрома и различной степенью шероховатости границ раздела слоев. Все образцы были изготовлены с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии в Техническом Университете г. Кайзерслаутерна (Германия)*. Шероховатость границ раздела использованных образцов варьировалась путем изменения технологических параметров напыления пленок. Морфология межслойных границ изучалась методом туннельной микроскопии в процессе приготовления образца.

Образец 1 с наиболее гладкими границами раздела слоев был выращен по оптимальной технологии. В качестве подложки использовали монокристаллы MgO, вырезанные в ориентации (100). После некоторых подготовительных процедур на подложку напыляли зародышевый слой железа толщиной 10 Å, который необходим для однозначного задания ориентации последующих слоев. На него при температуре подложки 140 °C напыляли буферный слой серебра толщиной порядка 1000 Å со скоростью около 1 Å/с. Затем подложку разогревали до 400 °C, и слой серебра подвергали отжигу в течение приблизительно 5 мин для достижения максимально гладкой поверхности. Основную трехслойную пленку Fe/Cr/Fe, которая, собственно, и составляла исследуемый образец, напыляли со скоростью около 0,06 Å/с при температуре подложки 200 °C. Такой режим напыления позволил получить достаточно гладкие границы раздела слоев и при этом избежать существенного перемешивания атомов на границе.

Увеличение шероховатости межслойных границ для образцов 2 и 3 достигалось путем понижения температуры подложки при напылении отдельных слоев образца. А именно, для образца 2 с промежуточной ше-

роховатостью серебряный буфер отжигали при температуре 200, а не 400 °C, как для образца 1. В наиболее шероховатом образце 3 первый слой железа был напылен при температуре подложки 160, а не 200 °C. Таких минимальных, на первый взгляд, различий в технологии выращивания оказалось достаточно, чтобы заметно изменить шероховатость слоев в полученных пленках и существенно повлиять на параметры межслойной обменной связи.

Кристаллографическое качество образца контролировали с помощью рассеяния низкоэнергетичных электронов (LEED). Отсутствие в образце посторонних примесей проверяли методом спектроскопии конверсионных электронов (Оже-спектроскопия). Шероховатость выращенных слоев железа и хрома исследовали с помощью сканирующего туннельного микроскопа.

2.2. Методика измерений

Для исследования межслойного обмена в полученных образцах нами использованы магнитооптические методы: керровская магнитометрия для измерения статических кривых намагничивания и измерение спектра спиновых волн с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Оба метода позволяют проводить измерения свойств образца локально в пятне диаметром порядка 0,1 мм и менее. Благодаря этому мы могли использовать в наших исследованиях образцы с хромовой прослойкой, выполненной в форме клина. В наших образцах толщина хрома менялась от 0 до ~40 Å на длине 20 мм. Это позволило провести исследования обменных параметров при различной толщине прослойки на одном и том же образце и избежать случайного технологического разброса, который трудно исключить при изготовлении больших серий многослойных пленок.

Измерения кривых намагничивания проводили с помощью меридионального (при комнатной температуре) и экваториального (в диапазоне температур 77–473 К) магнитооптического эффекта Керра. Эти эффекты линейны по намагниченности образца, что делает их крайне удобными для магнитометрических измерений. Источником света в измерительном приборе служил гелий-неоновый лазер, излучение которого фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром около 0,1 мм. В случае меридионального эффекта Керра на выходе прибора регистрировали поворот плоскости поляризации света в зависимости от величины приложенного магнитного поля, а в случае экваториального — изменение интенсивности *p*-поляризованного отраженного пучка.

Спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) измеряли с помощью трехпроходного

* Д.И. Холин выражает благодарность Б. Хиллибрандсу за возможность провести данные исследования в Техническом Университете Кайзерслаутерна (Германия).

тандем-интерферометра Фабри–Перо конструкции Сандеркока. Источником света служил аргоновый лазер с длиной волны 514,5 нм. Излучение направляли на образец под углом 45° к плоскости и фокусировали на его поверхности в пятно диаметром около 0,1 мм. В интерферометр направлялся свет, претерпевший обратное рассеяние. Такая геометрия опыта соответствовала волновому вектору изучаемых спиновых волн $q = 1,57 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Магнитное поле прикладывали в плоскости образца перпендикулярно плоскости падения света (конфигурация Деймона–Эшбаха). Спектры спиновых волн измеряли при комнатной температуре.

3. Результаты, полученные при комнатной температуре

На рис. 2(а) и 2(б) показаны примеры кривых намагничивания и полевых зависимостей частоты спиновых волн для самого «шероховатого» образца 3 и самого «гладкого» образца 1, а также результаты аппроксимации этих данных с помощью моделей биквадратичного обмена (2) и магнитной близости (5).

Для шероховатых образцов 2 и 3 с помощью модели биквадратичного обмена удавалось адекватно описать как кривые намагничивания, так и спектры МБРС (сплошные линии на рис. 2(а). Кривые намагничивания демонстрировали некоторую величину остаточной намагниченности, соответствующую скошенному упорядочению магнитных слоев в отсутствие внешнего поля, и плавный выход на насыщение. Сплошные линии, представляющие результат компьютерной симуляции на основе модели биквадратичного обмена, хорошо описывают как кривую намагничивания, так и спектр спиновых волн, причем статические и динамические данные удавалось одновременно описать одним и тем же набором обменных параметров J_1 и J_2 .

Спектры спиновых волн состояли из монотонно возрастающей акустической ветви колебаний и оптической ветви, демонстрирующей характерный для модели биквадратичного обмена острый минимум в поле насыщения кривой намагничивания. Следует подчеркнуть, что если кривые намагничивания удавалось достаточно успешно описать также и моделью магнитной близости (5) (штриховые линии на рисунке), то при описании спектров спиновых волн модель биквадратичного обмена давала гораздо лучший результат (вставка на рис. 2(а)).

Оценки показывают, что при толщине железных слоев 100 Å и величине межслойного обмена более 1 эрг/см² предположение об абсолютной жесткости структуры железа приводит к существенной ошибке [47], поэтому расчет кривых намагничивания и спектров спиновых волн проводился с учетом деформации структуры ферромагнитных слоев в магнитном поле [49]. Для этого каждый слой железа разделялся на более тонкие

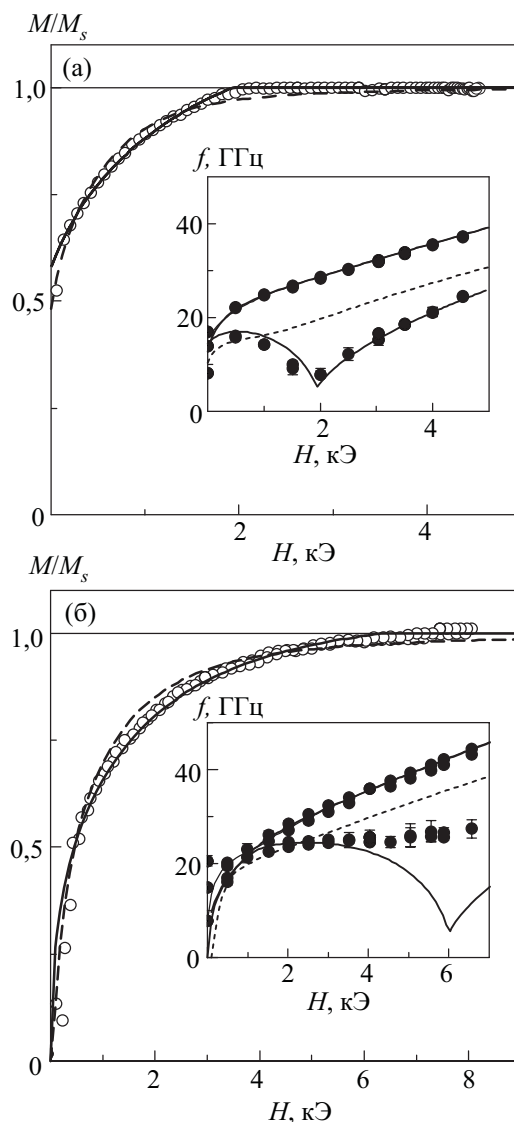


Рис. 2. Примеры аппроксимации кривых намагничивания и спектров МБРС с помощью двух теоретических моделей. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет в рамках модели биквадратичного обмена (2), штриховая линия — расчет в рамках модели магнитной близости (5). Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки вдоль трудной оси анизотропии 4-го порядка в железе; (а) — «шероховатый» образец 3 при $t_{Cr} = 11,2 \text{ \AA}$, (б) — «гладкий» образец 1 при $t_{Cr} = 11,5 \text{ \AA}$ (б).

подслои, внутри которых намагниченность считалась однородной. Равновесная конфигурация магнитных моментов в заданном магнитном поле находится путем численной минимизации энергии образца. Для вычисления спектра спиновых волн использовали линеаризованные вблизи найденного положения равновесия уравнения Ландау–Лифшица, написанные для вектора намагниченности каждого подслоя железа.

Результаты, полученные для «гладкого» образца 1, оказались существенно иными (рис. 2(б)). Кривые намагничивания снова поддаются приемлемому описанию как с помощью модели (2), так и с помощью мо-

дели (5). Однако для этого образца спектры спиновых волн на участках с большой величиной межслойного обмена демонстрируют качественное отличие от предсказаний модели биквадратичного обмена. Характерный для этой модели острый минимум на зависимости частоты оптической моды от внешнего поля на экспериментальных зависимостях отсутствует. Тем не менее попытки описать эти спектры с помощью модели магнитной близости (5) также не привели к успеху (штриховые линии на графиках).

Поскольку существенные отклонения от модели биквадратичного обмена наблюдались лишь на наиболее совершенном из изученных нами образцов, мы предполагаем, что в данной работе наблюдался выход за границы области применимости модели биквадратичного обмена, предсказанный многими авторами для случая достаточно гладких межслойных границ [39,43,44].

Анализ морфологии межслойных границ исследованных образцов, проведенный с помощью туннельной микроскопии, подтверждает, что отклонения от модели биквадратичного обмена возникают именно при тех параметрах шероховатости, которые предсказываются

теорией для случая антиферромагнитно упорядоченной хромовой прослойки. На рис. 3 показан рельеф поверхности нижнего слоя железа и хромовой прослойки перед напылением на них следующих слоев для самого гладкого и самого шероховатого образцов. Шкала соответствия между яркостью заливки и высотой поверхности показана на рисунке. Корреляционный анализ этих картинок показывает, что для шероховатого образца характерное расстояние L между атомными ступенями на границе раздела железо–хром составляет 15–20 Å, а для гладкого образца — 40–60 Å. Согласно теории (см., например, [42,45]), область действия модели биквадратичного обмена ограничивается условием $L \ll \zeta$, где ζ — толщина доменной стенки в хромовой прослойке:

$$\zeta = \sqrt{\frac{16A_{Cr}t_{Cr}}{\Delta J}}. \quad (8)$$

Здесь t_{Cr} — толщина прослойки, A_{Cr} — ее обменная жесткость, ΔJ — амплитуда коротковолновых осцилляций обмена. Наши оценки этой величины показывают, что при $t_{Cr} = 10$ Å она составляет около 30 Å. Таким

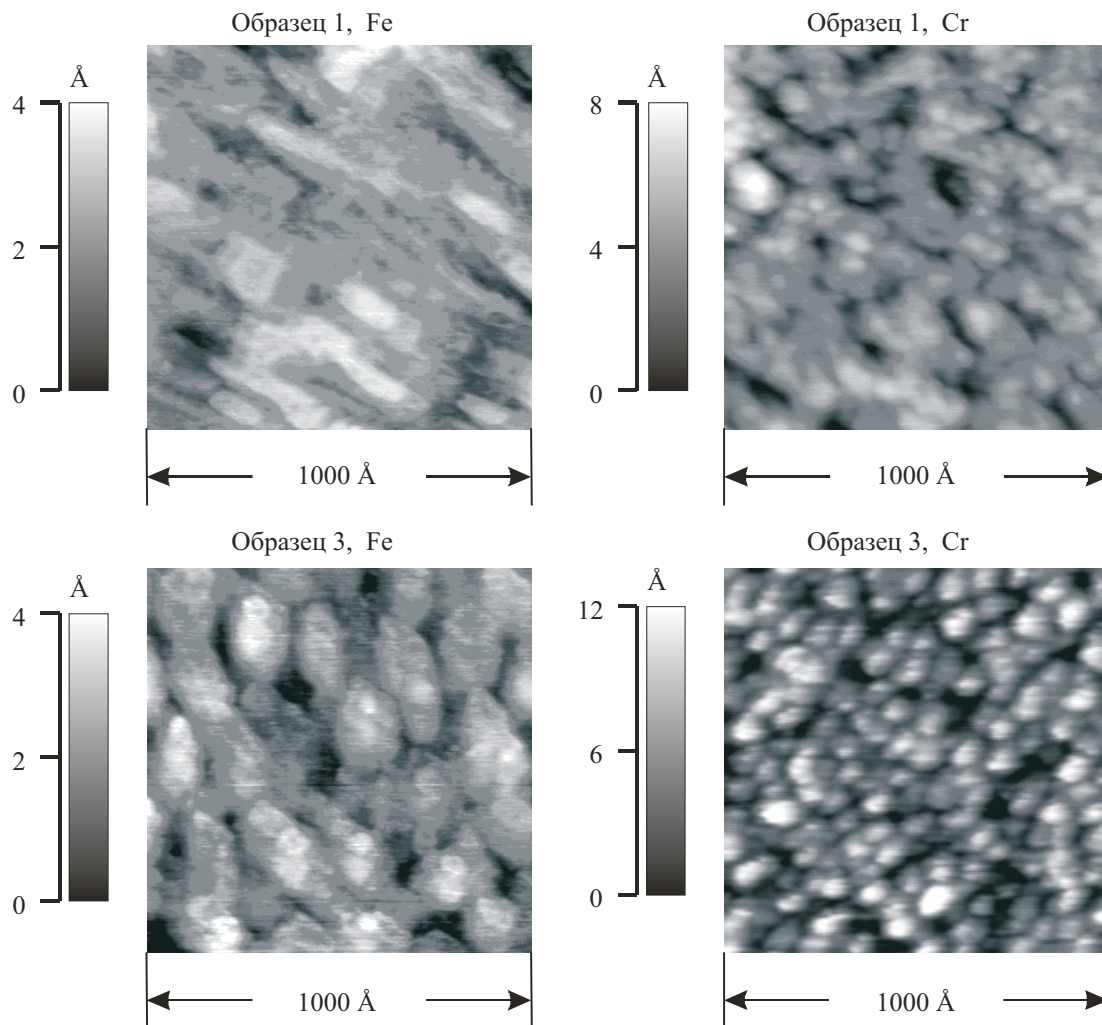


Рис. 3. Карты высот поверхностей первого слоя железа и прослойки хрома для гладкого образца 1 и шероховатого образца 3.

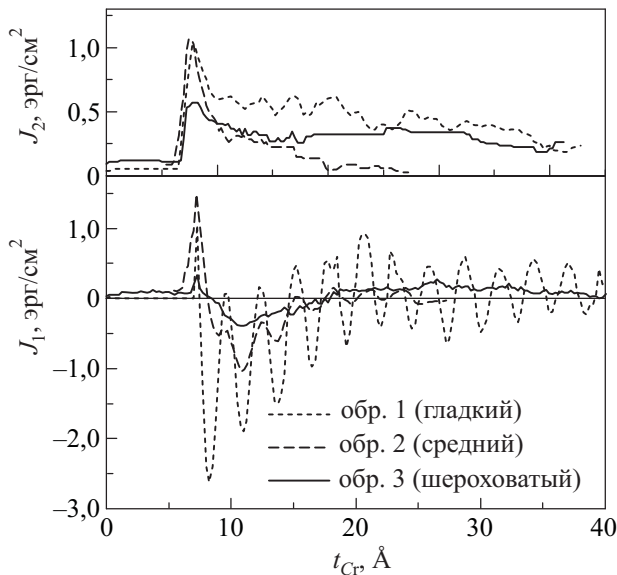


Рис. 4. Зависимость обменных констант J_1 и J_2 от толщины прослойки хрома для трех образцов.

образом, наблюдаемые нами отклонения от модели биквадратичного обмена действительно возникают тогда, когда горизонтальный масштаб шероховатости превышает толщину доменной стенки в прослойке.

Зависимости обменных констант J_1 и J_2 от толщины прослойки, полученные в результате аппроксимации кривых намагничивания, показаны на рис. 4 для трех образцов с различной шероховатостью. Самый гладкий образец 1 демонстрирует коротковолновые осцилляции билинейного обмена большой амплитуды, в образце 2 с промежуточной шероховатостью эти осцилляции существенно подавлены, а в самом шероховатом образце 3 — полностью отсутствуют. Такой результат неоднократно наблюдался другими авторами и не является неожиданным. Биквадратичный обмен при толщине более 8 \AA , напротив, меняется с толщиной прослойки плавно и никаких осцилляций не демонстрирует (наблюдающиеся небольшие колебания J_2 для образца 1 указывают, скорее, на то, что сама используемая модель описывает свойства гладкого образца не вполне корректно). Такое поведение величины биквадратичного обмена также согласуется с данными других авторов и предсказаниями теории.

4. Зависимость межслойного обмена от температуры

Для определения температурной зависимости параметров межслойного обмена использовались кривые намагничивания, полученные с помощью экваториального эффекта Керра. Обменные константы извлекались из кривых намагничивания путем аппроксимации их данными численного расчета. Наиболее интересные результаты были получены на самом гладком образце. На рис. 5 показаны зависимости обменных констант

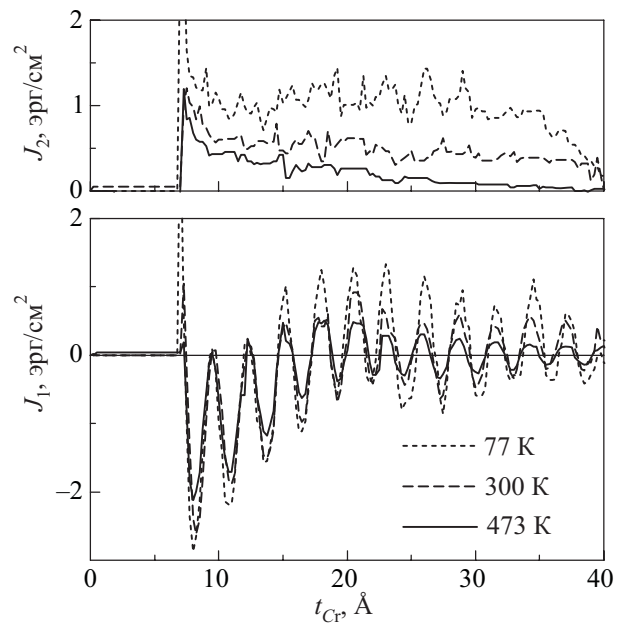


Рис. 5. Зависимости обменных констант J_1 и J_2 от толщины прослойки для гладкого образца при трех значения температуры.

J_1 и J_2 от толщины прослойки при трех температурах. Для анализа температурных результатов использована именно модель биквадратичного обмена, хотя она, как было показано ранее, и не вполне адекватно описывает данный образец. Такая процедура представляется, тем не менее, достаточно корректной, поскольку отклонения от модели биквадратичного обмена являются не очень сильными, а получающиеся значения обменных констант и их зависимости от толщины прослойки не противоречат здравому смыслу.

Предполагая, что именно коротковолновые осцилляции межслойного обмена связаны с антиферромагнитным упорядочением хромовой прослойки, мы аппроксимировали температурную зависимость амплитуды осцилляций \tilde{J}_1 при различных значениях толщины прослойки t_{Cr} следующей формулой:

$$\tilde{J}_1(t_{Cr}) = J_0(t_{Cr}) \sqrt{1 - T/T_N(t_{Cr})}. \quad (9)$$

Амплитуда коротковолновых осцилляций \tilde{J}_1 определялась как разница между минимальным и максимальным значением J_1 для данного периода осцилляций. Зависящие от толщины прослойки параметры J_0 и T_N имеют смысл амплитуды осцилляций обмена при нулевой температуре и температуры исчезновения межслойного обмена соответственно. Зависимость этих параметров от толщины прослойки показана на рис. 6. Сравнение зависимости $T_N(t_{Cr})$, показанной на рис. 6, с температурой разрушения антиферромагнитного порядка хромовой прослойки, измеренной методом нейтронной рефлектометрии в работах [31,32] (кривая T_{UC} на рис. 1), демонстрирует как качественное (резкое

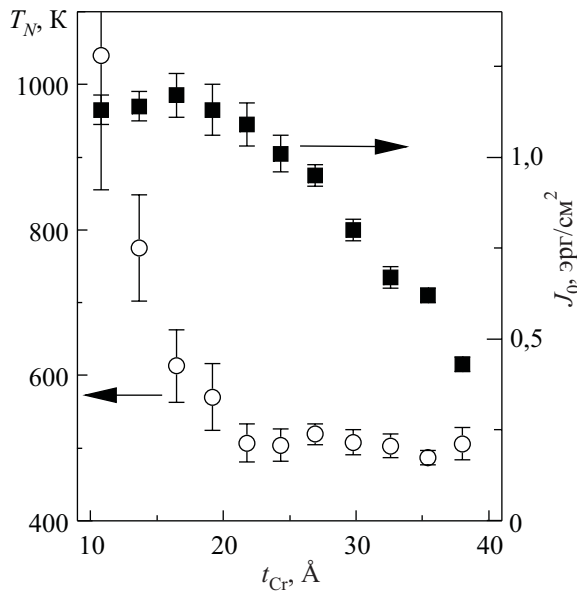


Рис. 6. Результаты аппроксимации амплитуды осцилляций билинейного обмена для гладкого образца выражением (9).

возрастание T_N при толщине хрома менее 20 Å), так и количественное согласие. Это совпадение подтверждает связь коротковолновых осцилляций билинейного обмена с магнитным упорядочением хромовой прослойки. Более подробный анализ зависимостей $T_N(t_{Cr})$ и $J_0(t_{Cr})$ показывает хорошее соответствие полученных данных с представлениями о зарядово-индуцированной волне спиновой плотности в хромовой прослойке [44].

Выводы

Исследования кривых намагничивания и спектров МБРС трехслойных образцов Fe/Cr/Fe, проведенные в работах [36–38,47,48] авторами данного обзора с группой соавторов, позволили впервые экспериментально продемонстрировать, что модель биквадратичного обмена, широко используемая для описания системы Fe/Cr/Fe, утрачивает свою применимость при достаточной гладкости межслойных границ. Несмотря на то, что такой результат предсказывался многими теориями [23,42,44], экспериментально это было показано впервые.

Проведенные в работах [36–38,42,46–48] исследования температурной зависимости межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe в диапазоне толщин хромовой прослойки от 0 до 40 Å подтверждают представления о том, что коротковолновая составляющая межслойного обмена в системе Fe/Cr/Fe связана с магнетизмом хромовой прослойки.

Данный результат был получен благодаря большому прогрессу в технологии выращивания многослойных магнитных пленок и одновременному применению двух измерительных методик: керровской магнито-

метрии и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Особенно следует подчеркнуть, что именно исследование спектров спиновых волн позволяет надежно определить область применимости той или иной модели межслойного обмена.

Авторы выражают благодарность А.Б. Дровосекову, М. Рикарту и Х. Нембаху, которые принимали важное участие в этой работе на разных ее этапах.

В заключение сердечно поздравляем Виктора Валентиновича с юбилеем, желаем ему крепкого здоровья и творческого долголетия.

1. B. Heinrich and J.F. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993).
2. J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
3. S.O. Demokritov, *J. Phys. D* **31**, 925 (1998).
4. D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, and M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 290 (1999).
5. Н.М. Крейнс, *ФНТ* **28**, 807 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 581 (2002)].
6. P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
7. C. Carbone and S.F. Alvarado, *Phys. Rev. B* **36**, 2433 (1987).
8. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988).
9. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
10. S.S.P. Parkin, N. More, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
11. J. Unguris, R.J. Celotta, and D.T. Piers, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991).
12. D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz, and M.S. Phan, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 493 (1991).
13. M.A. Ruderman, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
14. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
15. M.D. Stiles, *Phys. Rev. B* **48**, 7238 (1993).
16. M. Ruhrig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J.A. Wolf, S.O. Demokritov, and P. Grünberg, *Phys. Status Solidi A* **125**, 635 (1991).
17. B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott, and K. Myrtle, *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991).
18. A. Schreyer, J.F. Anker, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J.A. Wolf, P. Grünberg, and C.F. Majkrzak, *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
19. V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Romashev, V.I. Minin, M.A. Milyaev, A.R. Del, and A.V. Semerikov, *Phys. Rev. B* **54**, 15958 (1996).
20. R.P. Erickson, K.B. Hathaway, and J.R. Cullen, *Phys. Rev. B* **47**, 2626 (1993).
21. D.M. Edwards, J.M. Ward, and J. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 380 (1993).
22. P. Bruno, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995).
23. J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
24. B. Heinrich, Z. Celinski, J.F. Cochran, A.S. Arrott, K. Myrtle, and S.T. Purcell, *Phys. Rev. B* **47**, 5077 (1993).

25. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993).
26. S.O. Demokritov, E. Tsymlal, P. Grünberg, W. Zinn, and I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994).
27. E. Fawcett, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 209 (1988).
28. Eric E. Fullerton, K.T. Riggs, C.H. Sowers, S.D. Bader, and A. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 330 (1995).
29. M. Chirita, G. Robins, R.L. Stamps, and R. Sooryakumar, M.E. Filipkowski, C.J. Gutierrez, and G.A. Prinz, *Phys. Rev. B* **58**, 869 (1998).
30. D.T. Pierce, A.D. Davies, J.A. Stroschio, D.A. Tulchinsky, J. Unguris, and R.J. Celotta, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 13 (2000).
31. T. Schmitte, A. Schreyer, V. Leiner, R. Siebrecht, K. Theis-Bröhl, and H. Zabel, *Europhys. Lett.* **48**, 692 (1999).
32. H. Zabel, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9303 (1999).
33. A. Azevedo, C. Chesman, M. Lucena, F.M. de Aguiar, S.M. Rezende, and S.S.P. Parkin, *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 1177 (1998).
34. B. Heinrich, J.F. Cochran, T. Monchesky, and R. Urban, *Phys. Rev. B* **59**, 14520 (1999).
35. А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнес, Д.И. Холин, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, *ЖЭТФ* **116**, 1817 (1999).
36. Н.М. Крейнес, Д.И. Холин, С.О. Демокритов, М. Рикарт, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1121 (2003).
37. S.O. Demokritov, A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, and N.M. Kreines, *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 391 (2003).
38. S.O. Demokritov, A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreines, H. Nembach, and M. Rickart, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, E963 (2004).
39. А.И. Морозов, А.С. Сигов, *ФТТ* **41**, 1240 (1999).
40. А.И. Морозов, А.С. Сигов, *ФТТ* **54**, 209 (2012).
41. В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ* **127**, 643 (2005).
42. С.О. Демокритов, А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, Х. Нембах, М. Рикарт, Д.И. Холин, *ЖЭТФ* **122**, 1233 (2002).
43. В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ* **120**, 899 (2001).
44. В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ* **122**, 1044 (2002).
45. В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ* **125**, 136 (2004).
46. A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreines, O.V. Zhotikova, and S.O. Demokritov, *J. Magn. Magn. Mater* **226–230**, 1779 (2001).
47. Д.И. Холин, Н.М. Крейнес, *Новые магнитные материалы микроэлектроники, Сб. тр. XIX международной школы-семинара*, Москва (2004), с. 431.
48. Д.И. Холин, Н.М. Крейнес, *Известия РАН. Сер. Физ.* **71**, 1585 (2007).
49. M. Buchmeier, B.K. Kuanr, R.R. Gareev, D.E. Bürgler, and P. Grünberg, *Phys. Rev. B* **67**, 184404 (2003).

Interlayer exchange interaction in multilayer magnetic systems Fe/Cr/Fe (Review Article)

N.M. Kreines, D.I. Kholin, and S.O. Demokritov

Great interest to of multilayer magnetic structures since the middle 80s of the 20th century has been originated by a pronounced progress in production of superthin metallic films. For some years their fascinating (from fundamental and applied standpoints) properties, such as antiparallel ordering of ferromagnetic layers, giant magnetoresistance, sign-changing oscillations of interlayer exchange, non-collinear interlayer ordering of magnetic moments, have been observed. Along with the attractive similarity of their technology to the one commonly used in microelectronics, these materials are very promising for future development of miniature sensors of magnetic field, nonvolatile memory of electronic devices and so on. As of now, some of them has been realized in large-scale commercial products, such as read-heads of hard disks, while others are waiting their time. The discovery in this field was acknowledged by the Nobel Prize (2007), conferred to A. Fert and P. Grünberg “for discovery of giant-magnetoresistivity effect”. The system Fe/Cr/Fe occupied a special place in those studies. It is this system that exhibited for the first time the most interesting phenomena, which have generated an explosion in physics of magnetic films. Nevertheless the nature of exchange interactions in this system remained under debate. This was primarily relevant to the complex phase diagram of a chromium spacer and the crucial dependence of sample properties on technology-related perfection of its structure. The paper briefly reports the main experimental and theoretical studies of the multilayer Fe/Cr/Fe systems and present the results by the authors which elucidate the mechanism responsible for interlayer coupling in this system.

PACS: 75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects;
75.70.Cn Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures);
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: multilayer magnetic structures, exchange interactions, magnetization curves.